

О пределе инжектирующей способности кремниевых $p^+ - n$ -переходов, обусловленном влиянием фундаментальных физических эффектов

© Т.Т. Мнацаканов¹, М.Е. Левинштейн^{2,¶}, В.Б. Шуман², Б.М. Середин³

¹ Всероссийский электротехнический институт им. В.И. Ленина, 111250 Москва, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

³ Южно-Российский государственный политехнический университет им. М.И. Платова, 346428 Новочеркасск, Россия

¶ E-mail: Melev@nimis.ioffe.ru

(Получена 8 сентября 2016 г. Принята к печати 30 ноября 2016 г.)

С учетом совокупности нелинейных физических эффектов: электронно-дырочного рассеяния, оже-рекомбинации, сужения ширины запрещенной зоны, нелинейной зависимости времени жизни и подвижности носителей от легирования получены аналитические выражения, описывающие зависимости тока утечки $p^+ - n$ -перехода от уровня легирования p^+ -области. Показано, что эта зависимость имеет минимум, при котором инжекционная способность перехода максимальна. Проанализирована зависимость положения точки экстремума от основных параметров сильно легированного материала. Полученные результаты позволяют оптимизировать структуру мощных кремниевых приборов и облегчить адекватность оценки численных расчетов.

DOI: 10.21883/FTP.2017.06.44564.8403

1. Введение

Снижение потерь в мощных кремниевых приборах и приближение их характеристик к характеристикам идеального ключа уже в течение многих лет являются одной из наиболее важных задач мощной полупроводниковой электроники. Практическая важность этой задачи определяется тем, что по сути вся вырабатываемая электрическая энергия на пути к потребителю подвергается преобразованию с использованием преобразовательных устройств, основу которых составляют мощные кремниевые приборы. В мощных высоковольтных структурах основную часть потерь энергии составляют потери в проводящем состоянии, которые в основном определяются инжектирующими свойствами $p - n$ -переходов структур. Выяснение предельной инжектирующей способности $p^+ - n$ -перехода, определяемой влиянием нелинейных физических эффектов, позволяет выяснить вклад каждого из этих эффектов и предложить оптимальную структуру эмиттерного слоя, позволяющую реализовать предельно возможную инжектирующую способность перехода.

Поскольку физические свойства кремния изучены весьма детально (см., например, [1,2]), часто высказывается мнение, что оптимальную структуру любого кремниевого прибора можно рассчитать с помощью одного из мощных современных программных пакетов (DESSIS, ATLAS, MEDICI). Следует заметить, однако, что инжектирующая способность $p^+ - n$ -перехода зависит от свойств сильно легированного материала, который, в свою очередь, определяется совокупностью нелинейных физических эффектов (электронно-дырочным рассеянием, оже-рекомбинацией, сужением ширины запрещенной

зоны, нелинейным характером зависимости времени жизни и подвижности от легирования). Нелинейный характер соответствующих уравнений, описывающих эти эффекты, делает неоднозначным интерпретацию соответствующих решений. Наличие аналитических решений позволяет выбрать адекватное решение, значительно ускоряет вычисления и позволяет осознанно подходить к постановке задач и анализу полученных результатов. Следует также отметить, что, как отмечено в работе [3], во всех упомянутых программах весьма важный процесс электронно-дырочного рассеяния описывается неверными уравнениями.

Попытки связать инжектирующую способность $p^+ - n$ -перехода с параметрами эмиттерного слоя предпринимались ранее. В известной работе [4] было получено выражение для коэффициента инжекции $p^+ - n$ -перехода:

$$\gamma_{p^+ - n} = \frac{1}{b + 1} + \frac{b}{b + 1} \frac{2}{1 + \sqrt{1 + \frac{4b}{b + 1} \frac{j j_{sn}}{j_i^2}}}, \quad (1)$$

где j — плотность тока, $j_i = \frac{q D_a n_{i0}}{L_a}$, n_{i0} — собственная концентрация носителей заряда в слабо легированном n -слое,

$$L_a = (D_a \tau_p)^{1/2} = \left(\frac{2b}{b + 1} D_p \tau_p \right)^{1/2}$$

— амбиполярная диффузионная длина, D_p — коэффициент диффузии дырок, $b = \mu_n / \mu_p$ (здесь μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок соответственно), τ_p — время жизни дырок в n -слое, j_{sn} — „ток насыщения“ эмиттерного перехода.

При этом граничная концентрация дырок в n -слое оказывается равной

$$p(0) = \frac{(jL_a/qD_p)}{1 + \sqrt{1 + \frac{4b}{b+1} \frac{j j_{sn}}{j_i^2}}}. \quad (2)$$

При малых плотностях тока $j \ll j_i^2/j_{sn}$, для граничной концентрации $p(0)$ из (2) следует

$$p(0) = (jL_a/2qD_p), \quad (3)$$

т.е. в этом случае величина $p(0)$ определяется только параметрами, характеризующими слабо легированный n -слой. Этот результат представляется вполне естественным, поскольку коэффициент инжекции в этом случае близок к единице, что означает, что барьер $p^+ - n$ -перехода практически непроницаем для электронов, и ток, текущий через переход, определяется током дырок, инжектируемых из эмиттера в базу.

В противоположном случае $j \gg j_i^2/j_{sn}$ из формулы (2) с учетом выражения для j_i для граничной концентрации $p(0)$ имеем

$$p(0) = n_{i0} \sqrt{\frac{b}{b+1} \frac{j}{j_{sn}}}. \quad (4)$$

Как видно из (4), $p(0)$ в этом случае определяется только отношением плотности протекающего тока к плотности тока насыщения и не зависит от времени жизни в базе. Очевидная причина этого состоит в том, что, как следует из (1), при $j \gg j_i^2/j_{sn}$ коэффициент инжекции снижается до теоретического предела $\gamma_{p^+ - n} \approx \frac{1}{b+1}$, и определяющий вклад в формирование тока, текущего через структуру, начинают давать процессы, происходящие в эмиттере.

Таким образом, характерная плотность тока j , при которой на характеристиках структуры начинают сказываться физические процессы, происходящие в эмиттере, определяется выражением

$$j \approx \frac{j_i^2}{j_{sn}}. \quad (5)$$

Из приведенных выше соотношений следует, что влияние процессов, происходящих в эмиттере, на инжектирующую способность перехода описывается одним единственным параметром, а именно „током насыщения“. Чем меньше величина j_{sn} , тем медленнее падает коэффициент инжекции с ростом тока. Это приводит к лучшей модуляции носителями заряда базового n -слоя и, как следствие, к снижению потерь энергии в области больших плотностей тока. В этой связи актуальным становится вопрос — какие физические эффекты и в какой мере определяют минимально возможную величину j_{sn} . Ответ на этот вопрос позволяет определить оптимальную совокупность параметров эмиттера, способных

обеспечить минимум потерь энергии в проводящем состоянии прибора.

Недавно такая попытка проанализировать инжектирующие свойства перехода на основе карбида кремния была предпринята в работе [5]. К сожалению, для кремниевых переходов такой анализ, содержащий всю совокупность известных физических эффектов, отсутствует. В известных работах [4,6] не было учтено влияние ряда существенных эффектов, в частности электронно-дырочного рассеяния, оже-рекомбинации и др. Поэтому цель настоящей работы заключается в исследовании зависимости тока насыщения j_{sn} от параметров эмиттерного слоя с учетом полной совокупности известных физических эффектов.

2. Аналитическое исследование предельной инжектирующей способности $p^+ - n$ -перехода

В данной работе подход к исследованию тока насыщения сильно легированного эмиттерного p^+ -слоя основан на модели транспорта неосновных носителей заряда [7], отличающейся последовательным учетом электронно-дырочных столкновений. Используя результаты, полученные в [7], легко показать, что в диффузионном приближении уравнение непрерывности в однородно легированном p^+ -слое имеет вид

$$\frac{d^2n}{dx^2} - \frac{n}{\tilde{L}_n^2} = 0, \quad (6)$$

где $\tilde{L}_n = \sqrt{\tilde{D}_n^+ \tau_{\text{eff}}}$, $\tilde{D}_n^+ = D_n^+ (\frac{\mu_{np}}{\mu_{np} + \mu_n^+})$, \tilde{L}_n , D_n^+ и μ_n^+ — диффузионная длина, коэффициент диффузии и подвижность электронов в сильно легированном эмиттерном слое соответственно; $\tau_{\text{eff}}^{-1} = (\tau_n^+)^{-1} + C_p N_A^2$, N_A — концентрация акцепторов в эмиттерном слое, τ_n^+ — шокли-ридовское время жизни электронов в эмиттере, C_p — константа оже-рекомбинации; μ_{np} — компонента подвижности электронов, обусловленная электронно-дырочным рассеянием (см., например, [7,8]).

Граничное условие к уравнению (6), учитывающее то, что поверхностная рекомбинация на границе с металлом при $x = -W_p^+$ (рис. 1) может оказаться весьма существенной, удобно записать в виде

$$\frac{dn}{dx} \Big|_{x=-W_p^+} = \frac{s}{D_n^+} (n(-W_p^+) - n_0), \quad (7)$$

где s — скорость поверхностной рекомбинации, n_0 — равновесная концентрация электронов в p^+ -эмиттере.

В точке $x = 0$ на границе между p^+ -эмиттером и n -базой (рис. 1) связь между граничной концентрацией электронов в p^+ -эмиттере, $n(0)$, и граничной концентрацией электронов в n -базе, $n_b(0)$, определяется известным

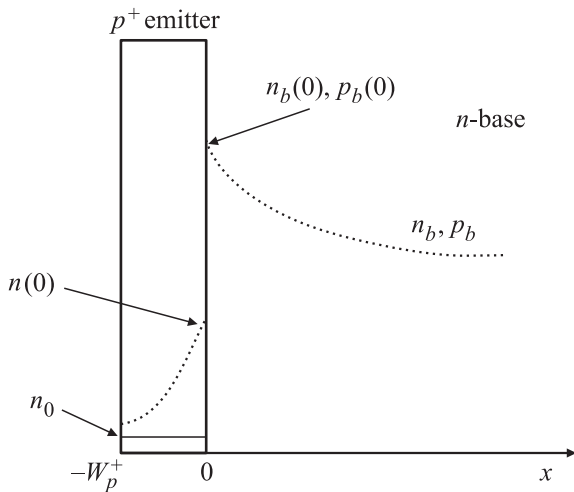


Рис. 1. Распределение электронов в p^+ -эмиттере и электронов и дырок в n -базе в окрестности p^+ - n -перехода ($x = 0$).

выражением [4]:

$$n(0) = \frac{n_{ie}^2 p_b^2(0)}{n_{i0}^2 N_A}, \quad (8)$$

где $n_{ie} = n_{i0} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2kT}\right)$ — собственная концентрация носителей заряда в сильно легированном p^+ -слое, ΔE_g — величина сужения запрещенной зоны в сильно легированном p^+ -эмиттере. В выражении (8) учтено условие высокого уровня инжекции в n -базе: $n_b(0) \approx p_b(0)$.

Стандартные вычисления с использованием уравнения (6) и граничных условий (7) и (8) позволяют найти следующее выражение для тока насыщения j_{sn} :

$$j_{sn} = \left(\frac{q \tilde{D}_n^+ n_{ie}^2}{\tilde{L}_n N_A} \right) \frac{s \operatorname{ch}(W_p^+ / \tilde{L}_n) + s_0 \operatorname{sh}(W_p^+ / \tilde{L}_n)}{s \operatorname{sh}(W_p^+ / \tilde{L}_n) + s_0 \operatorname{ch}(W_p^+ / \tilde{L}_n)}, \quad (9)$$

где $s_0 = \tilde{D}_n^+ / \tilde{L}_n$.

Соотношение (9) можно использовать для оценки вклада различных эффектов в величину j_{sn} . Отметим, что это соотношение может быть упрощено в двух предельных случаях, а именно при $W_p^+ / \tilde{L}_n > 3$, что соответствует так называемому „непрозрачному“ (opaque) эмиттеру, и при $W_p^+ / \tilde{L}_n < 1$, что соответствует „прозрачному“ (transparent) эмиттеру.

При $W_p^+ / \tilde{L}_n > 3$ из (9) следует, что

$$(j_{sn})_{op} \approx \frac{q \tilde{D}_n^+ n_{ie}^2}{\tilde{L}_n N_A} \equiv \frac{q n_{ie}^2}{N_A} \sqrt{\frac{D_n^+}{\tau_{eff}}} \left(\frac{\mu_{np}}{\mu_{np} + \mu_n^+} \right). \quad (10)$$

При $W_p^+ / \tilde{L}_n < 1$

$$(j_{sn})_{tr} \approx \frac{q \tilde{D}_n^+ n_{ie}^2}{\tilde{L}_n N_A} \frac{s + s_0 (W_p^+ / \tilde{L}_n)}{s (W_p^+ / \tilde{L}_n) + s_0}. \quad (11)$$

Отметим, что в зависимости от величины скорости поверхностной рекомбинации в „прозрачных“ эмиттерах возможна реализация следующих трех вариантов:

$$\text{при } s \gg s_0 / (W_p^+ / \tilde{L}_n) \quad (j_{sn})_{tr1} = \frac{q D_n^+ n_{ie}^2}{W_p^+ N_A} \left(\frac{\mu_{np}}{\mu_{np} + \mu_n^+} \right), \quad (12)$$

$$\text{при } s = s_0 \quad (j_{sn})_{tr2} = \frac{q D_n^+ n_{ie}^2}{\tilde{L}_n N_A} \equiv \frac{q n_{ie}^2}{N_A} \sqrt{\frac{D_n^+}{\tau_{eff}}} \left(\frac{\mu_{np}}{\mu_{np} + \mu_n^+} \right), \quad (13)$$

$$\text{при } s \ll s_0 / (W_p^+ / \tilde{L}_n) \quad (j_{sn})_{tr3} = \frac{q n_{ie}^2 W_p^+}{\tau_{eff} N_A}. \quad (14)$$

3. Численная оценка предельного тока насыщения

Для численной оценки величины j_{sn} были использованы следующие модели, позволяющие установить значения входящих в уравнения параметров. Модель подвижности носителей заряда в сильно легированных слоях кремния [9], которая позволяет вычислить величины μ_n^+ и D_n^+ . Для вычисления компоненты подвижности μ_{np} , обусловленной электронно-дырочным рассеянием, используется предложенная в [7,8] аппроксимация

$$\mu_{np}^{-1} = G^{-1} \left(\frac{p}{p_0} + \frac{p/p_2}{1 + \frac{n+p}{2p_1}} \right), \quad (15)$$

где $G = 1840 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $p_0 = 3.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $p_1 = 3.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $p_2 = 4.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Сужение ширины запрещенной зоны учитывалось с помощью известного соотношения [10]

$$\Delta E_g = V_1 \left[\ln(N/N_G) + \sqrt{(\ln(N/N_G))^2 + C} \right], \quad (16)$$

где $V_1 = 0.009 \text{ эВ}$, $N_G = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $C = 0.5$.

Константы оже-рекомбинации были приняты равными $C_n = 6 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ и $C_p = 3.5 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$. Шокли-ридовское время жизни носителей заряда изменялось с ростом уровня легирования эмиттера в соответствии с формулой

$$\tau_n^+ = \frac{\tau_{n0}}{1 + N_A/N_\tau}, \quad (17)$$

где τ_{n0} — шокли-ридовское время жизни носителей в n -базе. Согласно экспериментальным данным, величина N_τ в зависимости от уровня технологии изменяется в пределах $7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \leq N_\tau \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 2 и 3 показаны аналитически рассчитанные зависимости $j_{sn} = f(N_A)$ для резкого p^+ - n -перехода с толщиной эмиттерного слоя $W_p^+ = 50 \text{ мкм}$ при двух значениях $\tau_{n0} = 1 \text{ мкс}$ и $\tau_{n0} = 10 \text{ мкс}$. Характерной особенностью рассчитанных кривых является появление точки экстремума, в которой величина j_{sn} минимальна. Положение этой точки зависит от сочетания параметров структуры и уровня технологии. С ростом τ_{n0} и N_τ точка экстремума смещается в область меньших N_A , а само значение j_{sn} уменьшается в несколько раз.

Появление точки экстремума на зависимости $j_{sn} = f(N_A)$ обусловлено тем, что учтенные при выводе формул (9)–(14) эффекты по-разному влияют на величину j_{sn} . Согласно моделям параметров, использованных при выводе соотношения (9), их зависимость от уровня легирования p^+ -эмиттера может быть описана следующим образом:

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1 + N_A/N_\tau}{\tau_{n0}} + C_p N_A^2, \quad \mu_{np} \approx \frac{G p_0}{N_A},$$

$$\mu_n^+ \sim \frac{1}{N_A^\gamma}, \quad D_n^+ \sim \frac{1}{N_A^\gamma},$$

где $\gamma = 0.71$, и

$$n_{ie} = n_{i0} \exp\left(\frac{\Delta E_g(N_A)}{2kT}\right).$$

С учетом этих зависимостей выражение j_{sn} для непрозрачного эмиттера (10) приобретает вид

$$(j_{sn})_{op} = qn_{ie}^2(N_A) \times \sqrt{\frac{D_n}{(N_A/N_{gn})^\gamma} \left(\frac{1 + N_A/N_\tau}{\tau_{n0}N_A^2} + C_p\right) \frac{1}{1 + \frac{\mu_n}{G} \frac{N_{gn}^\gamma N_A^{1-\gamma}}{p_0}}}$$

$$= qn_{ie}^2(N_A)Z, \tag{18}$$

где

$$Z = \sqrt{\frac{D_n}{(N_A/N_{gn})^\gamma} \left(\frac{1 + N_A/N_\tau}{\tau_{n0}N_A^2} + C_p\right) \frac{1}{1 + \frac{\mu_n}{G} \frac{N_{gn}^\gamma N_A^{1-\gamma}}{p_0}}}.$$

Из соотношения (18) следует, что величина Z убывает с ростом N_A , в то время как $qn_{ie}^2(N_A)$ растет, что и обуславливает возникновение точки экстремума на приведенных выше графиках. С помощью соотношения (18) можно оценить вклад каждого из учтенных эффектов. Легко видеть, что эффект сужения ширины запрещенной зоны и снижение времени жизни электронов в эмиттере способствуют увеличению j_{sn} , т.е. снижают инжектирующую способность непрозрачного $p^+ - n$ -перехода. В то же время электронно-дырочное рассеяние и уменьшение подвижности электронов в p^+ -слое, напротив, приводят к снижению величины j_{sn} и способствуют повышению инжектирующей способности $p^+ - n$ -перехода. Три из четырех перечисленных эффектов, а именно электронно-дырочное рассеяние, уменьшение подвижности электронов в p^+ -слое и сужение ширины запрещенной зоны определяются свойствами полупроводникового материала и не зависят от технологии. Снижение времени жизни в эмиттерном слое, напротив, зависит от технологии. Эта зависимость определяется величиной N_τ . Данные, приведенные на рис. 2 и 3, свидетельствуют, что минимальная величина $(j_{sn})_{\text{min}}$ снижается с ростом N_τ . Однако при

$$N_\tau > \frac{N_A}{C_p N_A^2 \tau_{n0} - 1} \approx \frac{1}{C_p N_A \tau_{n0}}$$

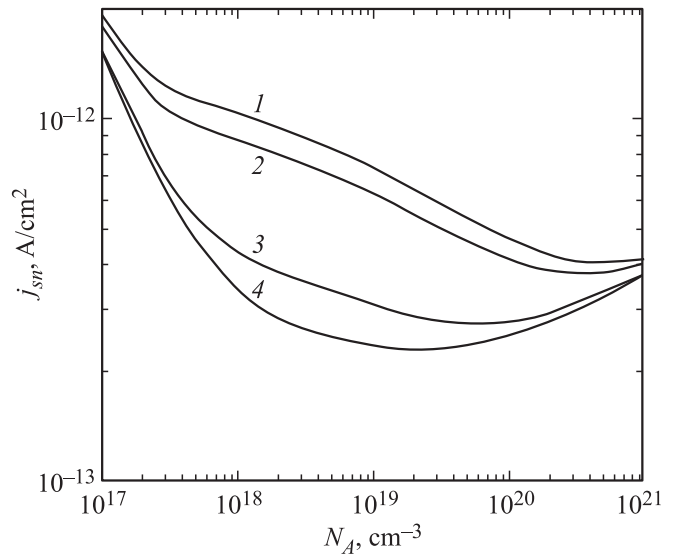


Рис. 2. Расчетные зависимости $j_{sn} = f(N_A)$ для $W_p^+ = 50$ мкм, $\tau_{n0} = 1$ мкс при значениях N_τ (см^{-3}): 1 — $7 \cdot 10^{15}$, 2 — 10^{16} , 3 — $5 \cdot 10^{16}$, 4 — 10^{17} .

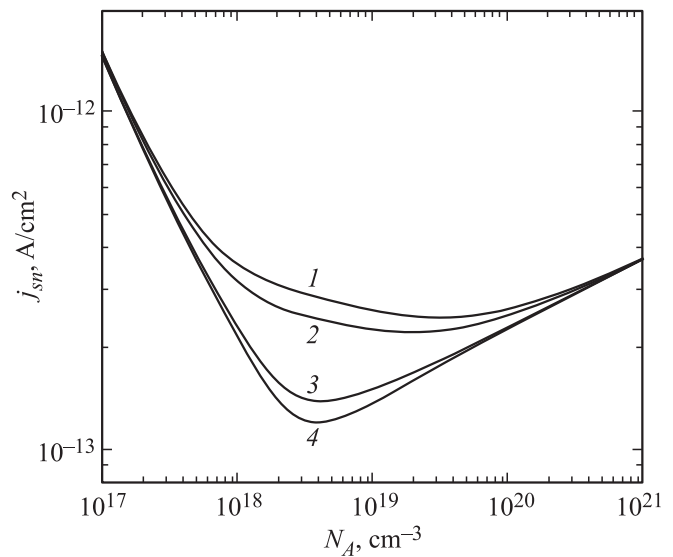


Рис. 3. Расчетные зависимости $j_{sn} = f(N_A)$ для $W_p^+ = 50$ мкм, $\tau_{n0} = 10$ мкс при значениях N_τ (см^{-3}): 1 — $7 \cdot 10^{15}$, 2 — 10^{16} , 3 — $5 \cdot 10^{16}$, 4 — 10^{17} .

основной вклад в рекомбинацию неравновесных электронов начинает давать оже-рекомбинация, и значение $(j_{sn})_{\text{min}}$ стремится к насыщению. Значение $(j_{sn})_{\text{lim}}$

$$((j_{sn})_{op})_{\text{lim}} = qn_{ie}^2(N_A) \sqrt{\frac{D_n}{(N_A/N_{gn})^\gamma} C_p \frac{1}{1 + \frac{\mu_n}{G} \frac{N_{gn}^\gamma N_A^{1-\gamma}}{p_0}}}, \tag{19}$$

при котором происходит такое насыщение, определяет фундаментальный предел улучшения инжектирующей способности „непрозрачного“ резкого $p^+ - n$ -перехода.

Переход к „прозрачным“ эмиттерам не приводит к снижению величины j_{sn} . Причина состоит в том, что величина s ограничена снизу значением $s \geq AT^2/qN_c(T)$ [11], где A — константа Ричардсона, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости. Оценка этой величины для контакта металла с кремнием p -типа дает $s \geq 4 \cdot 10^5$ см/с. В то же время оценка величины s_0 , растущей с увеличением N_A , свидетельствует о том, что вплоть до значения $N_A = 10^{20}$ см $^{-3}$ величина s_0 не превышает значения $s_0 \leq 10^5$ см $^{-3}$. Это означает, что в „прозрачных“ эмиттерах ток насыщения описывается выражением (12). Легко показать, что при фиксированном значении N_A величина $(j_{sn})_{tr}$, описываемая соотношением (12), оказывается в (L_n/W_p^+) раз больше значения $(j_{sn})_{op}$, описываемого соотношением (10).

4. Заключение

Показано, что эффективность инжекции $p^+ - n$ -перехода является немонотонной функцией уровня легирования эмиттерного слоя. Последовательный учет совокупности физических эффектов высокого уровня легирования позволил определить теоретический предел, до которого можно уменьшить величину тока насыщения резкого кремниевого $p^+ - n$ -перехода. В работе рассмотрены как „прозрачные“, так и „непрозрачные“ эмиттеры и показано, что наилучшей инжектирующей способности можно достичь в структурах с непрозрачными эмиттерами, варьируя параметры, определяющие время жизни электронов в p^+ -эмиттере. Полученные результаты позволяют оценить инжектирующую способность кремниевых $p^+ - n$ -переходов, позволяют осознанно подходить к постановке задач, направленных на разработку оптимальной конструкции мощных кремниевых структур, и могут служить основой для анализа адекватности соответствующих численных расчетов.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 16-08-01038.

Список литературы

- [1] Landoldt–Bornstein. *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology* (Springer, Berlin, 1987) v. 22a.
- [2] M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur (eds). *Handbook Series of Semiconductor Parameters*, v. 1: *Elementary Semiconductors and A³B⁵ Compounds* (World Sci. Publ. Co, Singapore–New Jersey–London–Hong Kong, 1996).
- [3] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **49**, 702 (2002).
- [4] A. Herlet. *Sol. St. Electron.*, **11**, 717 (1968).
- [5] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. *Semicond. Sci. Techn.*, **26**, 055024 (2011).
- [6] И.В. Грехов, А.Е. Отблеск. *РЭ*, **19**, 1483 (1974).
- [7] T.T. Mnatsakanov, B.N. Gresserov, L.I. Pomortseva. *Sol. St. Electron.*, **38**, 225 (1995).
- [8] В.А. Кузьмин, Т.Т. Мнацаканов, В.Б. Шуман. *Письма ЖТФ*, **6**, 689 (1980).
- [9] Т.Т. Мнацаканов, М.Е. Левинштейн, Л.И. Поморцева, С.Н. Юрков. *ФТП*, **38**, 56 (2004).
- [10] J.W. Slotboom, H.C. de Graaf. *Sol. St. Electron.*, **19**, 857 (1976).
- [11] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984). [Пер. с англ.: S.M. Sze *Physics of Semiconductor Devices* (John Wiley & Sons, Inc. N.Y., 1981)].

Редактор Г.А. Оганесян

On silicon $p^+ - n$ junctions injection ability limit caused by fundamental physical effects

T.T. Mnatsakanov¹, M.E. Levinshtein², V.B. Shuman¹, B.M. Seredin³

¹ All-Russia Electrotechnical Institute, 111250 Moscow, Russia

² Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

³ Platov South-Russian State Polytechnic University, 346428 Novocherkassk, Russia

Abstract Analytical expressions for $p^+ - n$ -junction leakage current dependences on doping level of p^+ region have been derived taking into account all aggregate of non-linear physical effects: electron-hole scattering, Auger recombination, narrowing of the forbidden gap, non-linear dependences of carrier lifetime and mobility on doping level. It is shown that there a minimum on this dependence, at which the injection ability of the p^+ -emitter is maximum. The dependence of the extreme position on the base parameters of heavily doped p^+ -layer is analyzed. The data obtained make it possible to optimize a structure of power silicon devices and to facilitate the adequacy of numerical calculations.